

古典的スケール不変性に基づいて  
拡張された標準模型における暗黒物質と  
宇宙の相転移について

Dark matter and phase transition  
in the early universe in a classically scale  
invariant extension of the standard model

金沢大学大学院自然科学研究科  
数物科学専攻

氏 名 飴谷義高

## abstract

The standard model (SM) is now established as the fundamental theory of elementary particles below the electroweak energy scale. However, the existence of the dark matter (DM) and the Baryon number asymmetry (BNA) in the Universe, for instance, can not be explained by the SM. The Higgs field of the SM can not explain the origin of its own mass, which is essential for the Higgs mechanism to work.

In this thesis I attempt to explain the origin of the Higgs mass and hence the origin of the mass of the other particles. To this end, I consider a classically scale invariant extension of the SM. A classically scale invariant theory contains no dimensional parameter from the beginning. As an expansion of the SM, I introduce a classically scale invariant Hidden QCD sector coupled with the SM in which the Higgs mass term is suppressed. By dynamical chiral symmetry breaking (DCSB) in the hidden sector, an energy scale is generated and transmitted to the SM sector via a mediator. The Nambu-Goldstone bosons (NG bosons) associated with the DCSB may become DM candidates. I find that the NG bosons can become realistic DM candidates only if the global flavor symmetry based on  $SU(2) \times U(1)$  is present.

To achieve the BNA in the Universe, it is necessary to realize a strongly first-order electroweak phase transition (one of the Sakharov's conditions). From this reason I extend the Higgs sector of the model so as to include yet another real scalar as well as Higgs doublet fields. I find that almost strongly first-order electroweak phase transition can occur in the extended model. I thus conclude that the extended model with the Hidden QCD sector is a viable extension of the SM.

## 1. 標準模型の現状

素粒子物理学は、物質の究極の構成要素と相互作用の解明を目的とする。素粒子には、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力相互作用という基本的な4種類の相互作用が働く。重力相互作用を除き、3つの相互作用はゲージ理論によって記述される。電磁相互作用と弱い相互作用は、Weinberg-Salam 理論としてゲージ群  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  により統一され、多くの素粒子実験の実証に成功している。強い相互作用はゲージ群  $SU(3)_c$  に基づく量子色力学 (QCD) によって、ハドロンに係る素粒子現象を説明することができる。両者の理論を合わせて標準模型という。2012年の Higgs 粒子の発見によって、これで標準模型で予言されたすべての素粒子が発見され、標準模型は今や電弱スケールまでの素粒子現象を説明する基礎理論として確立した。

一方、標準模型では説明のつかない事実も近年の宇宙探査や地上における観測実験の推進により明らかになってきた。これらの実験事実を説明するには、標準模型を超えるモデルの構築が必要である。標準模型の抱える代表的な問題をあげる。

## ニュートリノの質量

ニュートリノに質量があることは、ニュートリノ振動現象から実証され、宇宙論的には  $1\text{eV}$  以下であることが、確認されている。しかし、標準模型では、ニュートリノの質量は厳密に零であり、標準模型はニュートリノの質量を作ることができない。

## Dark matter の存在

宇宙全体のエネルギーの約 27 % を占める dark matter は、宇宙論的観測から重力相互作用を通じて、存在が確認されている。Dark matter の正体は不明であるが、素粒子とすると、dark matter は標準模型に含まれない未知の素粒子である。

## 宇宙のバリオン数非対称性

標準模型では、宇宙初期のバリオン数対称な宇宙から、バリオン数非対称な宇宙を実現することができない。標準模型の枠組では、Sakharov の 3 条件のうち、CP 対称性の破れが小さく、熱平衡からの離脱に必要な強い 1 次相転移を実現することができない。

また、理論的観点から、標準模型では説明できない重要な問題がある。

## 質量の起源

電弱対称性は Higgs 場が真空期待値を持つことによって破れ、標準模型のフェルミオン・ゲージボゾンに質量を与える。しかし、標準模型は、Higgs 場の真空期待値の起源を解明するものではない。すなわち、標準模型は、質量の起源を説明することができない。

標準模型は、一定の成果を収めたものの、解決すべき課題がある。

## 2. 古典的スケール不変な Hidden QCD による質量の起源

標準模型の Higgs 場のポテンシャルは、次式で与えられる。

$$V(H) = -\mu^2 H^\dagger H + \lambda_H (H^\dagger H)^2 \quad \mu^2 > 0 \quad \lambda_H > 0 \quad (1)$$

標準模型では、(1) 式の Higgs 場のポテンシャル  $V(H)$  の第 1 項だけが古典的スケール不変を破っている。そこで、(1) 式の第 1 項の  $\mu^2$  を零と置く。しかし、そうすると Higgs 場のポテンシャルは 4 点の相互作用のみからなり、ツリーレベルではポテンシャルの最小値は零となり、標準模型での電弱対称性の破れを実現することができない。

そのため、質量の起源としてスケールを生成する QCD like な Hidden QCD を導入する。

Hidden QCD は、実スカラー場を介して古典的スケール不変な標準模型と結合する。Hidden QCD の非摂動効果であるカイラル対称性の破れにより生成されたスケールは、実スカラー場を介して標準理論に伝達される。電弱対称性は、このスケールによって破れる。このシナリオは、質量の起源を明らかにすることができる [1]。

## 3. 古典的スケール不変な Bright Hidden QCD による標準模型の拡張

Hidden QCD に  $U(1)_Y$  ゲージ場を導入する。これによって、Hidden QCD は、標準模型の  $\gamma, Z$  ボゾンを生成する機構を有する。これを "Bright" な Hidden QCD と呼ぶ。

Bright Hidden QCD のラグランジアンは、次式で与えられる。

$$\mathcal{L}_H = -\frac{1}{2}\text{Tr } F^2 + \text{Tr } \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu + g\gamma^\mu G_\mu + g'Q\gamma^\mu B_\mu - yS)\psi, \quad (2)$$

$G_\mu$  は、Hidden QCD のゲージ場、 $Q$  は hypercharge で、 $B_\mu$  は  $A_\mu, Z$  ボゾンからなる  $U(1)_Y$  ゲージ場  $B_\mu = \cos \theta_W A_\mu - \sin \theta_W Z_\mu$  ( $g' = e/\cos \theta_W$ ) である。Hidden QCD の質量項は古典的スケール不変性の要請から、実スカラー場  $S$  との湯川相互作用に置き換えている。

Higgs sector のスカラーポテンシャルは古典的スケール不変性から次式で与えられる。

$$\mathcal{L}_{SM+S} = \lambda_H (H^\dagger H)^2 + \frac{1}{4}\lambda_S S^4 - \frac{1}{2}\lambda_{HS} S^2 (H^\dagger H) \quad (3)$$

ここで、 $H$  は、標準模型の Higgs 2 重項である。

Bright Hidden QCD を低エネルギー有効理論である Nambu -Jona -Lasinio モデル (NJL モデル) を用いて解析する。古典的な  $U(3)_L \times U(3)_R$  のカイラル対称性は、強結合によるフェルミオンと反フェルミオン対の凝縮 ( $\langle 0|\bar{\psi}\psi|0\rangle \neq 0$ ) により、 $SU(3)_V$  まで破れ、 $U(1)_V \times U(1)_A$  は、アノマリーによって  $U(1)_V$  に破れる。

〈 カイラル対称性の破れ 〉

$$\begin{aligned} SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V \times \underline{U(1)_A} &\rightarrow SU(3)_V \times U(1)_V \\ &\downarrow \\ &\text{アノマリー項によって破れる。}(QCD \text{ に対応}) \end{aligned}$$

## 4. Nambu-Goldstone dark matter 現象論

### 4.1 Nambu-Goldstone dark matter の特性

Hidden QCD の非摂動的なカイラル対称性の破れによって生じる Nambu-Goldstone ボゾンは、 $\tilde{\pi}^0, \tilde{\pi}^\pm, \tilde{K}^\pm, \tilde{K}^0(\tilde{\bar{K}}^0), \tilde{\eta}$  の 8 種類である。なお、 $\pm$  は、電荷を表わすものではなく、NG ボゾンの識別に用いている。

これらの Nambu-Goldstone ボゾンは、中性であり、標準模型とは弱い相互作用することから、dark matter の候補になり得る。その特徴は次のとおりである。

〈 Nambu – Goldstone dark matter 候補の特徴 〉

- (1) 擬スカラー ( $\gamma_5$  を含む。)
- (2) 複合粒子 (Hidden fermion の強い束縛状態にある。)
- (3) 複数種類の候補 ( $\tilde{\pi}^0, \tilde{\pi}^\pm, \tilde{K}^\pm, \tilde{K}^0, \tilde{\bar{K}}^0, \tilde{\eta}$  の 8 種類ある。)

フレーバーが 3 種類の場合、Bright Hidden QCD の フレーバー対称性は、ラグランジアン (2) 式の湯川結合定数  $y$  の違いにより、次のとおり 3 分類される。

$$(i) U(1)_{\tilde{B}'} \times U(1)_{\tilde{B}} \quad y_1 \neq y_2 \neq y_3 \quad (4)$$

$$(ii) SU(2)_V \times U(1)_{\tilde{B}} \quad y_1 = y_2 \neq y_3 \quad (5)$$

$$(iii) SU(3)_V \quad y_1 = y_2 = y_3 \quad (6)$$



Hidden QCD のフレーバー対称性が (i)  $U(1)_{\tilde{B}'} \times U(1)_{\tilde{B}}$  の場合には、dark matter はすべて  $2\gamma$  に崩壊し、現実的なモデルにはなり得ない。

#### 4.2 フレーバー対称性 $SU(2)_V \times U(1)_{\tilde{B}}$ の現象論

フレーバー対称性  $SU(2)_V \times U(1)_{\tilde{B}}$  の場合には、3 つの湯川結合定数  $y_i$  の大きさには  $y_1 = y_2 < y_3$  の関係がある。各 dark matter 候補の質量の大小関係は、 $m_{\tilde{\pi}^0} = m_{\tilde{\pi}^\pm} < m_{\tilde{K}^0} = m_{\tilde{K}^\pm} < m_{\tilde{\eta}}$  となる。

通常重い  $\tilde{\eta}$   $\tilde{K}$  は、軽い  $\tilde{\pi}$  に対消滅するが、高温ではボルツマン因子によって、質量の軽い  $\tilde{\pi}$   $\tilde{K}$  が重い  $\tilde{\eta}$  に対消滅することができる。各 dark matter 候補は、双方向の対消滅・対生成を実現する。不安定な  $\tilde{\eta}$  は  $2\gamma$  に崩壊する。

なお、 $\tilde{\pi}$  は、フレーバー対称性が  $SU(2)_V \times U(1)_{\tilde{B}}$  の場合には、 $2\gamma$  に崩壊しない。

このシナリオを図示すれば、図 1 となる。

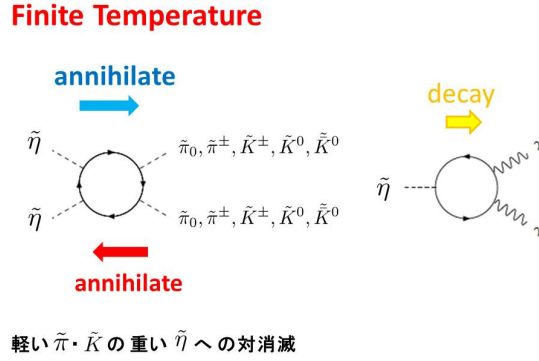


図 1 フレーバー対称性  $SU(2)_V \times U(1)_{\tilde{B}}$  における dark matter 現象論のシナリオ

Dark matter が複数存在する場合は、各粒子ごとに崩壊、対消滅、対生成の過程をボルツマン方程式の連立微分方程式として解く。

Dark matter の相互作用による崩壊・消滅・生成過程は、3 つのパターン

- (1)  $\tilde{\eta}$  の  $2\gamma$  への崩壊 ( $\tilde{\eta} \rightarrow 2\gamma$ )
- (2) 標準模型粒子への対消滅 ( $\chi_i \chi_i \rightarrow X, X$ )
- (3) dark matter 間の対消滅・対生成 ( $\chi_i \chi_j \rightarrow \chi_k \chi_l$ )

に分類される。 $\chi_i$  は dark matter、 $X$  は標準模型の粒子を表わす。

Dark matter 候補  $\tilde{\pi}, \tilde{K}, \tilde{\eta}$  について、残存量を求める。

図 2 は、dark matter 候補の残存量を  $x = \mu/T$  の関数としてプロットしたものである。

$\tilde{\pi}$  は、右図の全 dark matter 候補の残存量と同じ振る舞いをし、現在の観測値  $\Omega h^2 = 0.119$  と同じ値になる。従って、 $\tilde{\pi}$  は dark matter になり得る [2]。

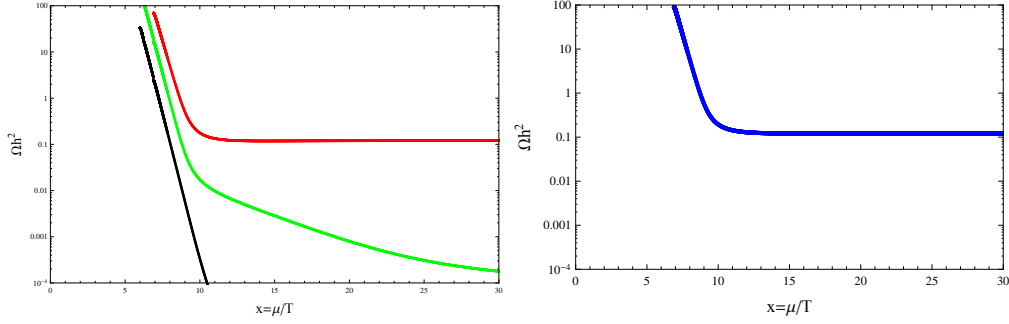


図 2 左図は、dark matter 候補、 $\eta$  の残存量 (黒)、 $K$  の残存量 (緑)、 $\pi$  の残存量 (赤)、右図は、全 dark matter 候補の残存量を示す。各粒子の質量は、 $m_{\tilde{\eta}} = 202.0$  GeV,  $m_{\tilde{K}} = 196.3$  GeV,  $m_{\tilde{\pi}} = 178.1$  GeV である。

#### 4.3 Dark matter の間接探索・直接探索

##### Dark matter 対消滅による単色 $\gamma$ 線検出 (間接探索)

フレーバー対称性  $SU(2)_V \times U(1)_{\tilde{B}}$  では、 $\tilde{\pi}$  が dark matter となるので、 $\tilde{\pi}$  の  $2\gamma$  への対消滅を解析する。ここでは、Bright Hidden QCD の  $U(1)_Y$  ゲージ場が基本的な役割を果たす。

Dark matter  $\tilde{\pi}$  に対する速度平均消滅断面積は、図 3 の右図のとおり  $m_{\tilde{\pi}}=100$  GeV 付近をピークとして、おおむね  $10^{-29}$  cm<sup>3</sup>/s より小さく、図 3 の左側の Fermi LAT や HESS の実験における速度平均消滅断面積の制限を満たしている。赤い点は、フレーバー対称性  $SU(3)_V$  の場合を示す。

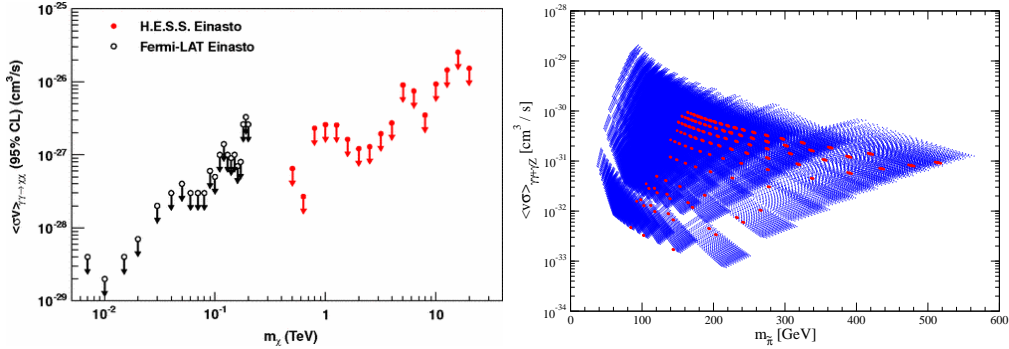


図 3 左側の図は、dark matter の間接検出実験である HESS や Fermi LAT 実験からの速度平均消滅断面積の制限領域を表わす。右の図は、dark matter  $\tilde{\pi}$  に対する  $\Omega h^2$  が PLANCK 実験の  $4\sigma$  の制限を満たす速度平均消滅断面積の領域を図示したものである [2]

##### Dark matter と核子とのスピンの依存しない弾性散乱の直接検出 (直接探索)

$\tilde{\pi}$  が dark matter と考えられることから、 $\tilde{\pi}$  と核子とのスピンの依存しない弾性散乱断面積 ( $\sigma_{SI}$ ) を求める。

Dark matter は、標準模型の粒子と弱い相互作用を行い、ごくまれに核子と相互作用し散乱する。

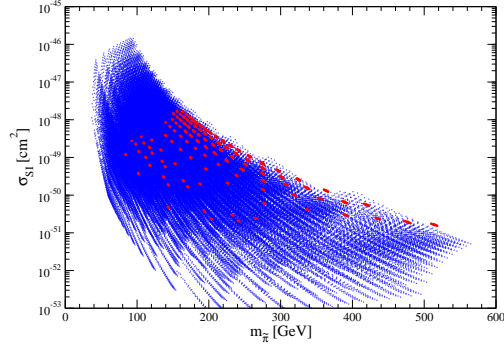
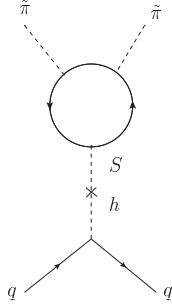


図4 左図は dark matter  $\tilde{\pi}$  と核子とのスピンに依存しない弾性散乱断面積のファインマン図で、右図は  $\Omega h^2$  が PLANCK 実験の  $4\sigma$  の制限を満たす  $m_{\tilde{\pi}}\text{-}\sigma_{SI}$  領域を示したものである [2]。

$\sigma_{SI}$  の値は、図4の右図のとおり、 $m_{\tilde{\pi}} \gtrsim 150$  GeV では、将来実験 XENON1T ( $O(10^{-47})$  cm<sup>2</sup>) と比べても低い数値となっており、実験からの制限を満たしている。赤い点は、フレーバー対称性が  $SU(3)_V$  の場合である。

## 5. 古典的スケール不変な Two scalars+ Two Higgs Doublet Model における電弱相転移

### Sakharov の3つの条件

現在の宇宙は、バリオンが圧倒的に優勢で、反バリオンがほとんどないバリオン数非対称な世界である。宇宙の誕生直後は、バリオン数対称であったと仮定すると、宇宙の時間発展の過程で、バリオン数非対称な宇宙を実現する機構がなければならない。この宇宙の進化の過程を、素粒子論で作り出すためには、Sakharov の3つの条件

- (1) バリオン数を破ること
- (2) C と CP の両方が破れること
- (3) 非平衡の実現

を満たすシナリオが必要である。

この論文では、「(3) 非平衡の実現」について検証していく。「(3) 非平衡の実現」という条件は、スファレロンの脱結合条件から、 $\frac{v_c}{T_c} \gtrsim 1$  という条件に等しくなる。

しかし、標準模型の Higgs 場の質量が 125 GeV では、この条件を満たすことができない。

標準模型の拡張として、Higgs sector に着目し、新たに古典的スケール不変な1つのスカラー場及び Two Higgs Doublet Model (2 HDM) を導入したモデルを設定し、電弱相転移を検証する。

なお、この拡張モデルは、CP 対称性を破るモデルになっている。

### Higgs sector の構成

2つの実スカラー場、2HDM の Higgs sector の有効ポテンシャルは、くりこみ可能性と古典的スケール不変性及び  $Z_2$  対称性の要件から決定され、次式で与えられる。

$$V_{H+S+HS} = V_H + V_S + V_{HS} \quad (7)$$

$$V_H = \lambda_1(H_1^\dagger H_1)^2 + \lambda_2(H_2^\dagger H_2)^2 + \lambda_3(H_1^\dagger H_1)(H_2^\dagger H_2) + \lambda_4(H_1^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_1) + \frac{1}{2}\left\{\lambda_5(H_1^\dagger H_2)^2 + h.c.\right\} \quad (8)$$

$$V_S = \frac{\lambda_6}{4}S_1^4 + \frac{\lambda_7}{4}S_2^4 + \frac{\lambda_8}{4}S_1^2S_2^2 \quad (9)$$

$$V_{HS} = -\frac{1}{2}(\lambda_9S_1^2 + \lambda_{10}S_2^2)H_1^\dagger H_1 - \frac{1}{2}(\lambda_{11}S_1^2 + \lambda_{12}S_2^2)H_2^\dagger H_2 - \frac{1}{2}\left\{\lambda_0S_1S_2H_1^\dagger H_2 + h.c.\right\} \quad (10)$$

ここで、 $Z_2$  離散対称性は「 $Z_2 : H_1 \rightarrow H_1 \quad H_2 \rightarrow -H_2 \quad Z_2 : S_1 \rightarrow S_1 \quad S_2 \rightarrow -S_2$ 」である。偶パリティを課した  $S_1$  が、Hidden QCD と結合する。

## 2 Scalars+2HDM の設定

Higgs sector の結合定数は、Higgs 場の真空期待値  $v_h = 246 \text{ GeV}$ 、Higgs 場の質量  $m_h = 125 \text{ GeV}$  を満たす等の要件に基づき設定する。

これらの要件を満たす結合定数のうちから代表的な 1 組を次のとおり定めて解析していく。

〈 結合定数 〉

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 0.59 & \lambda_2 &= 0.628 & \lambda_3 &= -0.05 & \lambda_4 &= -0.33, & \lambda_5 &= -0.32 & \lambda_T (= \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) &= -0.70 \\ \lambda_6 &= 0.325 & \lambda_7 &= 0.16 & \lambda_8 &= -0.0625 & \lambda_9 &= 0.0028 & \lambda_{10} &= 0.0032 & \lambda_{11} &= 0.0029 & \lambda_{12} &= 0.0028 \\ \lambda_0 &= 0.0028 & y &= 0.0052 \end{aligned}$$

このモデルにおける Higgs sector の場及び  $\sigma$  の質量は、次の表のとおりになる。

表 1 各場の質量 (単位 ; GeV)

h	$\eta$	$S_1$	$S_2$	$\sigma$	charged Higgs	CP odd Higgs	Dark matter
125.07	249.33	1801.75	454.85	3944.72	154.32	153.34	900.72

## 有限温度における電弱相転移

有限温度における電弱相転移について調べる。

2HDM の真空期待値は、 $H_1$  の真空期待値を  $v_1$ 、 $H_2$  の真空期待値を  $v_2$  とすると  $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$  で与えられる。2HDM で強い電弱相転移が実現する条件は、 $T_c$  を相転移の臨界温度とすると  $v_c/T_c \gtrsim 1$  である。

図 5 は、電弱相転移の状況をプロットしたものである。横軸に温度、縦軸に  $v/T$  を取っている。

臨界温度  $T_c = 102.9 \text{ GeV}$  において  $v_c/T_c = 0.86$  となり、電弱相転移は、1 次で概ね強い相転移を実現している。Sakharov の 3 条件のうち「(3) 非平衡の実現」を概ね達成している。

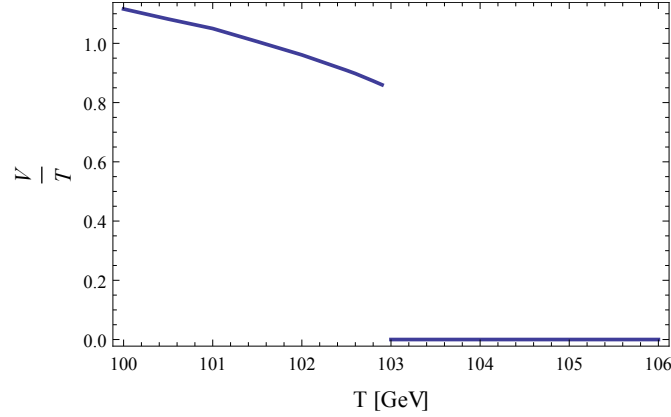


図5 電弱相転移の臨界温度付近における  $v/T$  の温度依存性

## 6. 結論

本研究は、標準模型が抱える (1) dark matter の存在、(2) 宇宙のバリオン数非対称性に係る強い一次相転移の実現とともに、質量の起源の解明を目的としていた。

### 古典的スケール不変な Hidden QCD と質量の起源

標準模型の拡張として、古典的スケール不変性を課し、Hidden QCD を導入した。Hidden QCD を実スカラー場を介して標準模型と結合させた。Hidden QCD の非摂動的なカイラル対称性の破れによるスケールが標準理論に伝達され、電弱対称性が破れる機構を設定した。

この機構により、質量の起源が説明できた。

Hidden QCD に、 $U(1)_Y$  ゲージ場を導入した。 $U(1)_Y$  ゲージ場は dark matter の現象論において基本的な役割を果たした。この Hidden QCD を Bright Hidden QCD と呼んだ。

### Nambu-Goldstone dark matter 現象論

Hidden QCD における非摂動的なカイラル対称性の破れによって生成された 8 種類の Nambu-Goldstone ボゾンは中性であり、標準模型とは弱い相互作用することから、dark matter 候補となった。Bright Hidden QCD の湯川結合定数  $y_i$  の関係により、フレーバー対称性は、(1)  $U(1)_{\tilde{B}'} \times U(1)_{\tilde{B}}$  (2)  $SU(2)_V \times U(1)_{\tilde{B}}$  (3)  $SU(3)_V$  の 3 つの可能性がある。この論文では、前者の 2 つのケースについて dark matter の現象論として観測事実に合致するかどうか検証した。

$SU(3)_V$  については、先行研究 [1] がある。

フレーバー対称性が、 $SU(2)_V \times U(1)_{\tilde{B}}$  の場合には、Nambu-Goldstone ボゾンである  $\pi$  が、dark matter の残存量や dark matter の間接検出・直接検出の実験事実に合致しており、dark matter になることが明らかとなった。

### 古典的スケール不変な Two Scalars+Two Higgs Doublet Model における電弱相転移

「宇宙のバリオン数非対称性」を説明するためには、Sakharov の 3 条件を満たす必要があるが、特に、「(3) 非平衡の実現」をどのように達成するかが課題であった。

標準模型の Higgs sector に着目し、Higgs sector の拡張として新たに 1 つの実スカラー場を追

加し、さらに 2HDM を導入し、 $Z_2$  離散対称性を課した古典的スケール不変なモデルを設定した。

この標準模型の拡張モデルによって、電弱相転移は、臨界温度 102.9 GeV において一次で概ね強い相転移を実現することが明らかとなった。

よって、古典的スケール不変な Hidden QCD による拡張モデルは、標準模型の抱える dark matter の存在、宇宙の電弱相転移の実現という課題の解決とともに質量の起源を解明するモデルになっている。

#### 参考文献

- [1] M. Holthausen, J. Kubo, K. S. Lim and M. Lindner, Electroweak and conformal symmetry breaking by a strongly coupled hidden sector, JHEP **1312** (2013) 076
- [2] Y Ametani, M Aoki, H Goto, J Kubo, Nambu-Goldstone dark matter in a scale invariant bright hidden sector , Phys. Rev. **D91** (2015) 115007

## 学位論文審査報告書（甲）

1. 学位論文題目（外国語の場合は和訳を付けること。）

古典的スケール不変性に基づいて拡張された標準模型における暗黒物質と宇宙の相転移について

2. 論文提出者 (1) 所 属 数物科学専攻

(2) 氏 名 飴谷 義高 (あめたに よしたか)

3. 審査結果の要旨（600～650 字）

飴谷義高氏の学位論文について、下記 5 名の審査委員による査読の後、平成 29 年 2 月 8 日に口頭発表が行われた。同日に審査会を開き、以下の理由で彼の論文は博士（理学）の学位に値すると判定した。Higgs 粒子は、他の素粒子に質量を与える役割をしているが、Higgs 粒子の質量そのものの起原は何かという問題が残っている。飴谷氏は、素粒子の標準模型を古典的にスケール不変な模型に拡張し、hidden sector の非可換ケーシ理論の非摂動効果（カイラル対称性の動力学的破れ）でエネルギースケールを生成させ、標準模型側に伝達せることにより、Higgs 粒子の質量の起原を解明する研究を行なった。また、飴谷氏は、カイラル対称性の動力学的破れによって生成される南部・ゴールドストーン粒子が現実的な暗黒物質になりうるパラメータ領域が存在することを、数値的に確認した。飴谷氏は更に模型を拡張し、宇宙の初期に起こる hidden sector のカイラル相転移は強い一次の弱電相転移を誘発することも見いだした。この強い一次の弱電相転移によって、宇宙のバリオン数非対称性（通常物質の起源）を説明することができる可能性があることが知られている。これら結果は、標準理論を超える素粒子論の発展に大きな影響を与えるものであると期待できる。

4. 審査結果 (1) 判 定 (いずれかに○印) 合 格 ・ 不合格  
(2) 授与学位 博 士 (理学)